

230, с. 1077. [5] Кумахов М. А., Трикалинос Х. Г. ЖЭТФ, 1980, 78, с. 1624. [6] Базылев В. А. и др. ЖЭТФ, 1981, 80, с. 608. [7] Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М. ЖЭТФ, 1981, 80, с. 1348. [8] Кумахов М. А. УФН, 1975, 115, с. 427. [9] Schott G. A. Electromagnetik Radiation. Cambridge, 1912. [10] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1974. [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1967.

Поступила в редакцию
04.04.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 551.515.2

ТУРБУЛЕНТНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ В МОДЕЛИ ПРИРОДНОГО ВИХРЯ

И. А. Морезов, А. А. Соловьев

(кафедра молекулярной физики)

Измерений турбулентных характеристик атмосферных и океанических вихрей сравнительно мало. Поэтому при описании вихревых образований широко используются различные способы предвычисления турбулентных напряжений [1]. Они, как правило, основываются на гипотезе пути смещения. При сильной неравновесности и развитой турбулентности в вихревых течениях нарушаются линейные феноменологические соотношения переноса. Формально эти эффекты приводят к необходимости учета отрицательных значений коэффициента турбулентного обмена [2]. Априори неясно, каким образом и когда следует вносить поправки в феноменологические соотношения турбулентного переноса.

В ряде работ [3—6] предлагается следующий вариант замыкания уравнений Рейнольдса. В турбулентном переносе учитывается вклад не от градиентов осредненных скоростей, а от осредненных скоростей. До сих пор не проверялась гипотеза замыкания уравнений турбулентности, согласно которой в выражении для турбулентных напряжений одновременно учитываются как градиентная, так и конвективная составляющие переноса.

В данной работе указанная гипотеза проверяется экспериментально на лабораторной модели природного вихря, в которой ранее были замечены эффекты отрицательной турбулентной вязкости [7]. Конструкция вихревого генератора, использованного в работе, описана в [8]. В модели воздушного вихря с вертикальной осью высотой 0,21 м на уровне 0,205 м от нижнего конца измерялись турбулентные напряжения методом лазерной анемометрии [8].

Расчет турбулентных напряжений проводился по формуле, предложенной в [6]:

$$\overline{u'v'} = -\beta w, \quad (1)$$

где β — некоторая эмпирическая константа.

Одновременно рассчитывались значения турбулентных напряжений по формуле

$$\overline{u'v'} = v_x \left(\frac{dv}{dr} - \frac{v}{r} \right), \quad (2)$$

где v_x — коэффициент горизонтальной турбулентности. В полуэмпирических моделях коэффициент турбулентной вязкости в вихрях вычис-

ляется по формуле [9]

$$v_x = \frac{\kappa^2 r^3 (d\Omega/dr)^3}{\left(\frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Omega}{dr} \right) \right)^2}, \quad (2)$$

где κ — число Кармана. Из данных, приведенных в таблице, видно, что расчет по формулам (2) и (3) дает значительное количественное

Удельный поток турбулентного импульса $\overline{u'v'}$

r, м	u, м/с	v, м/с	$\overline{u'v'}, \text{ м}^2/\text{с}^2$				
			Расчет по формулам				Эксперимент авторов
			(2), (3) ¹	(2) ²	(1) ³	(4) ⁴	
0,02	—0,10	2,20	0	0	0,02	0,03	0,03
0,04	—0,22	3,55	0,32	—0,07	0,07	0,08	0,06
0,05	—0,32	3,36	0,10	—0,08	0,10	0,12	0,14
0,06	—0,45	3,32	0,003	—0,04	0,13	0,20	0,23
0,07	—0,57	3,73	0,001	0,04	0,19	0,34	0,35
0,08	—0,41	4,73	120,0	0,06	0,17	0,32	0,30
0,09	—0,12	5,86	0,004	0,05	0,06	0,13	0,12
0,10	0,02	6,59	0,002	—0,08	—0,01	—0,06	—0,07
0,11	0,20	5,41	200,0	—0,36	—0,10	—0,33	—0,34
0,12	0,05	3,00	0,18	—0,12	—0,01	—0,05	—0,08

¹ $\kappa = 0,4$.

² $v_x = 1; 1 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$,

³ $\beta = 0,09$.

⁴ $\gamma = 0,15$, $\nu = 6,0 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

u, v — осредненные значения радиальной и тангенциальной компонент скорости.

несоответствие с данными эксперимента в точках, где производная угловой скорости проходит через экстремум. Кроме того, рассчитанные напряжения не отражают опытного факта изменения знака турбулентных напряжений. Оценка турбулентного переноса по формуле (1) по сравнению с расчетом по формулам (2), (3) имеет следующее преимущество. Появляется возможность для учета особенностей переноса, связанных с переходом энергии от пульсаций в среднее движение. Как видно из четвертой колонки таблицы, параметр β в широком интервале расстояний от центра вихря действительно можно считать постоянным. Вообще говоря, существуют области, в пределах которых параметр β существенно непостоянен.

В рассмотренных приемах замыкания уравнений Рейнольдса для более хорошего согласия расчета с экспериментом в модель вихря необходимо вводить зависимость коэффициентов β и v_x от радиуса. Эта зависимость не задается в рамках используемых гипотез. Поэтому без специальных экспериментов затруднительно подобрать функциональную зависимость параметров от радиуса.

Нами испытан вариант замыкания уравнений турбулентности, в котором турбулентные напряжения являются функцией как осредненных скоростей, так и градиента угловой скорости, т. е.

$$\overline{u'v'} = \nu \left(\frac{dv}{dr} - \frac{v}{r} \right) - \gamma \omega, \quad (4)$$

где ν и γ — некоторые постоянные коэффициенты.

Как видно из таблицы, использование формулы (4) обеспечивает хорошее количественное согласие результатов расчета и эксперимента в исследуемой модели вихря. Преимуществом предлагаемого расчета турбулентных напряжений в вихре является независимость параметров ν и γ от координат.

В целом проведенный анализ позволяет заключить, что применение варианта замыкания уравнений турбулентности с использованием формулы (4) правильно отображает процессы переноса турбулентного импульса. В частности, что очень существенно, с хорошей точностью может быть описан эффект отрицательной турбулентной вязкости, замеченный в работе [10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Хаин А. П., Сутырин Г. Г. Тропические циклоны и их взаимодействие с океаном. Л.: Гидрометеониздат, 1983. [2] Монин А. С., Озмидов Р. В. Океанская турбулентность. Л.: Гидрометеониздат, 1981, с. 246—298. [3] Предводителев А. С. Изв. АН СССР, ОТН, 1948, № 4, с. 545. [4] Лыков А. В. Теплообмен. М.: Энергия, 1971, с. 51—63. [5] Вулис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М.: Наука, 1965. [6] Соловьев А. А. В кн.: История и методология естественных наук, физика, вып. 26. М.: Изд-во МГУ, 1981, с. 169—192. [7] Габдуллин И. З., Соловьев А. А., Солодухин А. Д. Изв. АН БССР, сер. физ.-энергет. наук, 1983, № 3, с. 54. [8] Баранов П. А., Соловьев А. А. Изв. АН СССР, ФАО, 1980, № 6, с. 656. [9] Deissler R. G. J. Atm. Sci., 1977, 34, p. 1502. [10] Старр В. П. Физика явлений с отрицательной вязкостью. М.: Мир, 1971.

Поступила в редакцию
29.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 15, № 5

УДК 539.12.04 : 162

СООТНОШЕНИЕ ДИСКРЕТНОСТЬ — ТЕПЛОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ

А. К. Ичева, А. Г. Кадменский, В. В. Самарин

(НИИЯФ)

При описании движения частиц через монокристаллы в условиях осевого каналирования важной характеристикой является сечение рассеяния их рядами атомов, расположенных вдоль кристаллографических направлений [1]. Упругое рассеяние с сохранением энергии поперечного относительно оси ряда движения частицы (для краткости — поперечной энергии) описано в модели эффективного потенциала [1]. При этом основные факторы, вызывающие несохранение поперечной энергии: дискретность атомного ряда [1—3] и тепловое движение атомов кристалла [1, 4], — рассматривались раздельно.

В данной заметке мы обсудим соотношение между этими факторами по результатам численного моделирования на ЭВМ методом